

Особенности механизма токопереноса в омических контактах к AlN

Шеремет В.Н.¹, Жигунов В.С.², Жилиев Ю.В.³

¹Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,
Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 41, e-mail: VolodymyrSheremet@gmail.com

²Житомирский государственный университет им. И.Я. Франка,
Украина, 10008 Житомир, ул. Б. Бердичевская, 40 e-mail: zhigunov91@mail.ru

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Россия, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, e-mail: Zhilyaev@jyuv.ioffe.ru

Развитие микроэлектроники в настоящее время невозможно представить без повышения частотных характеристик и мощностей полупроводниковых приборов. Для достижения этих целей необходимым условием является использование новых полупроводниковых материалов, наиболее перспективными из которых являются широкозонные полупроводники, такие как GaN, AlN, InN. Наибольшая ширина запрещенной зоны, которая составляет 6,2 эВ [1], и как следствие наибольшие поля пробоя и рабочие температуры в AlN. Повышение мощности полупроводниковых приборов невозможно без разработки термостойких омических контактов с низким сопротивлением. До последнего времени не было известно о формировании омических контактов к AlN.

Как известно для омических контактов характерны такие механизмы токопереноса как термоэлектронная, термополевая и полевая эмиссии. Для этих механизмов токопереноса характерны либо уменьшение удельного контактного сопротивления от температуры, $\rho_c(T)$ в случае термоэлектронной эмиссии, либо отсутствия температурной зависимости ρ_c как в случае полевой эмиссии или слабая зависимость $\rho_c(T)$ в случае термополевой эмиссии [2, 3]. В последнее время появился ряд работ, в которых зафиксирован рост ρ_c с ростом температуры [4-8]. Для описания такой нестандартной зависимости $\rho_c(T)$ был предложен механизм, обусловленный токопереносом по металлическим шунтам, сформированным сегрегацией атомов металла на дислокациях [4-8]. В работах Саченко А.В. и др. [6-8] была предложена модель механизма токопереноса по металлическим шунтам с ограничением диффузионным подводом носителей, позволяющая учитывать плотность проводящих и рассеивающих дислокаций, которые соответствуют параметрам, полученным экспериментально: из плотности ямок травления [6] и рентгенодифракционных исследований [7]. Обращать внимание на поведение удельного контактного сопротивления с ростом температуры является важным для создания омических контактов к приборам, предназначенным для работы при повышенных мощностях и температурах, поскольку рост контактного сопротивления с ростом температуры приводит к дальнейшему росту температуры на контакте вследствие разогрева при прохождении больших плотностей тока, что в последствие может служить дополнительным фактором деградации контакта. В работе [8] также отмечена возможность описать с помощью этой модели и падающие зависимости $\rho_c(T)$.

Монокристаллические пленки *n*-AlN были получены в ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН методом хлоридной газоплазменной эпитаксии на стандартной установке с горизонтальным реактором. Слои AlN толщиной ~3,5 мкм с концентрацией доноров $<10^{17} \text{ см}^{-3}$ были выращены на сильнолегированной n^+ подложке SiC. Средняя линейная плотность дислокаций составляла 10^5 см^{-1} . Методом последовательного вакуумного напыления на подогретых до 350 °С подложках создавалась контактная металлизация Pd(30 нм)-Ti(50 нм)-Pd(70 нм)-Au(100 нм) с последующим формированием планарных тестовых структур с линейной и радиальной геометрией шаблонов для измерения ρ_c методом TLM – transmission

line method в диапазоне температур 100-380 К. Омический контакт к *n*-AlN был сформирован после БТО при $T=900\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 30 секунд.

Полученная контактная структура Au-Pd-Ti-Pd-*n*-AlN характеризовалась линейными симметричными вольт-амперными характеристиками, что свидетельствует о формировании омического контакта. Из измерений TLM-методом величина ρ_c составляет $0,24\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ (рис. 1). Из измерений зависимости $\rho_c(T)$ получена падающая зависимость удельного контактного сопротивления от температуры, однако эта зависимость не описывается термоэлектронным механизмом токопереноса (кривая 1 рис. 2).

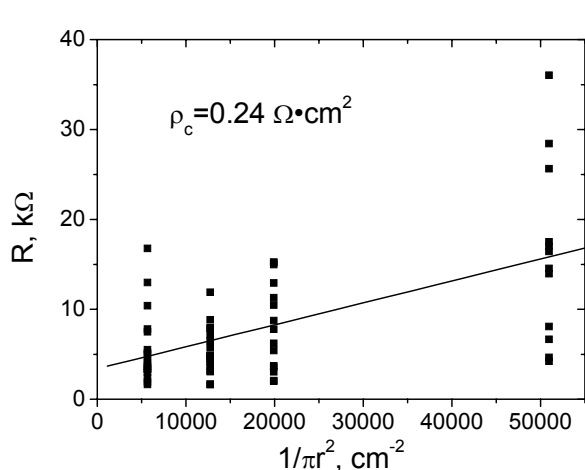


Рисунок 1 Определение удельного контактного сопротивления методом TLM с радиальной геометрией контактных площадок

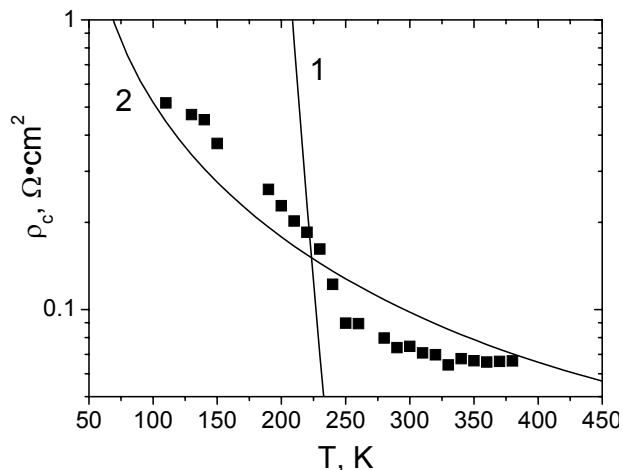


Рисунок 2 Зависимость удельного контактного сопротивления от температуры: точки — эксперимент, кривая 1 — рассчитанное в предположении термоэлектронной эмиссии, кривая 2 — рассчитанная в предположении проводимости по шунтам

Полученную экспериментальную зависимость $\rho_c(T)$ удалось описать с помощью модели токопереноса по металлическим шунтам с ограничением диффузионным подводом носителей заряда предложенной Саченко А.В. И др. по формуле [8]

$$\rho_c = \frac{\rho_{c0}}{\pi L_D^2 N_{D1}} = \frac{kT}{q\pi L_D^2 N_{D1}} \frac{\left(1 + \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \alpha L_D\right)}{\frac{qV_T}{4} N_d e^{y_{c0}}}, \quad (1)$$

где q - заряд электрона, V_T - средняя тепловая скорость электронов, $y_{c0} = q\phi_{c0}/kT$ - равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл-полупроводник, L_D - дебаевская длина экранирования, D_n - коэффициент диффузии электронов, α - численный коэффициент порядка 1, N_d - концентрация доноров в полупроводнике, N_{D1} - концентрация проводящих дислокаций. Коэффициент диффузии электронов с учетом соотношения Эйнштейна равен $D_n = kT\mu_n/q$, где подвижность электронов μ_n определяется с учетом рассеяния на заряженных примесях (μ_Z), на оптических колебаниях решетки (μ_o) и на дислокациях (μ_D):

$$\mu_n = \left(\mu_Z^{-1} + \mu_o^{-1} + \mu_D^{-1}\right)^{-1}. \quad (2)$$

Указанные в формуле 2 подвижности можно описать с помощью соответствующих соотношений [8]:

$$\mu_z(T) = \frac{3.68 \cdot 10^{20} \left(\frac{\epsilon_s}{16} \right)^2 \left(\frac{T}{100} \right)^{3/2}}{n_w \left(\frac{m}{m_0} \right)^{1/2} \log \left[1 + \left(\left(\frac{\epsilon_s}{16} \right) \left(\frac{T}{100} \right) \left(\frac{2.35 \cdot 10^{19}}{n_w} \right)^{1/3} \right)^2 \right]}$$

$$\mu_o(T) = \frac{31.8 \sinh\left(\frac{\theta}{2T}\right)}{\left(\frac{1}{\epsilon_{sh}} - \frac{1}{\epsilon_{sl}}\right) (\theta)^{0.5} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1.5} \left(\frac{\theta}{2T}\right)^{1/2} K_1\left(\frac{\theta}{2T}\right)}; \mu_D = \frac{B \exp(\eta)}{T^{1/2} N_{D2} L_D^5} K_2(\eta)$$

где θ - температура продольного оптического фонона, m - эффективная масса электрона, m_0 - масса электрона, ϵ_{sh} и ϵ_{sl} - соответственно высокочастотная и низкочастотная диэлектрические проницаемости полупроводника, $K_1(\theta/2T)$ - модифицированная функция Бесселя первого порядка, N_{D2} - концентрация рассеивающих дислокаций, $\eta = \hbar^2 / (16m L_D^2 kT)$, $K_2(\eta)$ - модифицированная функция Бесселя второго порядка, B - размерный коэффициент, определяемый выражением $B = (\hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_{sl} c)^2 / (8\sqrt{2\pi k} q^3 \sigma^2 m^{5/2})$, $\sigma = -\lambda/2qc$, λ - линейная плотность заряда дислокационной линии, c - постоянная решетки в $[0001]$ направлении.

Соответствие теоретической зависимости $\rho_c(T)$ по модели токопереноса по металлическим шунтам с ограничением диффузионным подводом носителей и экспериментальной зависимостей $\rho_c(T)$ было получено при плотностях проводящих и рассеивающих дислокаций 10^6 см^{-2} и $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ соответственно.

Нами получен омический контакт Au(100 нм)-Pd(70 нм)-Ti(50 нм)-Pd(30 нм)-n-AlN с $\rho_c = 0,24 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, возможным механизмом токопереноса в котором является токоперенос по металлическим шунтам сопряженными с дислокациями.

6. *Handbook Series on Semiconductor Parameters* vol. 1,2 edited by M. Levinstein, S. Rumyantsev and M. Shur (World Scientific, London, 1996, 1999).
7. S. M. Sze and K.K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. (Wiley, 2007).
8. E.H. Rhoderick, R.H. Williams *Metal-Semiconductor Contacts*, 2-nd ed. (Clarendon Press, Oxford, 1988)
9. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, и др. Письма ЖТФ, **30**(19), 17 (2004).
10. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, и др. ФТП, **40** (10), 1204 (2006).
11. А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, Р.В. Конакова и др., ФТП, **46** (3), 344-347 (2012)
12. А.В. Саченко, А.Е. Беляев, А.В. Бобыль и др., ФТП, **46** (3), 348-355 (2012)
13. A. V. Sachenko, A. E. Belyaev, N. S. Boltovets, et.al., J. Appl. Phys., **111** (8), 083701 (2012)